

ISSN 1028-821X. Radiofiz. Electron. 2020. Vol. 25, No. 2: 54–63

DOI: <https://doi.org/10.15407/rej2020.02.054>

УДК 535.42, 537.8

PACS: 52.35.Mw, 73.20.Mf, 74.72.-h

А.В. Дегтярев, Н.Н. Дубинин, В.А. Маслов, В.С. Сенюта

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

4, пл. Свободы, Харьков, 61022, Украина

E-mail: a.v.degtiarev@karazin.ua

Фокусировка неоднородно поляризованных мод лазерного волноводного диэлектрического резонатора

***Предмет и цель работы.** Проведено теоретическое исследование пространственно-энергетических характеристик неоднородно поляризованных лазерных пучков при умеренной и острой фокусировках. В качестве исследуемого излучения при численном моделировании фокусировки волновых пучков в терагерцевом (ТГц) диапазоне использованы моды лазерного волноводного диэлектрического резонатора. Изучены симметричные и несимметричные моды как с пространственно-неоднородной азимутальной, радиальной, так и с однородной линейной поляризациями поля.*

***Методы и методология работы.** Исследование компонент электрического поля лазерных пучков излучения при их распространении в свободном пространстве было проведено с использованием интегралов Рэлея–Зоммерфельда. Изучены распределения суммарной интенсивности резонаторных мод и их отдельных компонент поля в фокальной области линзы.*

***Результаты работы.** Волновые пучки с неоднородной пространственной поляризацией излучения необходимы для решения важных фундаментальных и прикладных задач, связанных с взаимодействием электромагнитных волн ТГц-диапазона с веществом – диагностики поверхности материалов, тонких пленок, биологических объектов, достижения субволнового разрешения в ТГц-томографии и т. д. В литературе приведены результаты по фокусировке импульсных пучков излучения в ТГц-диапазоне. Данные по фокусировке непрерывных пучков излучения практически отсутствуют. Теоретически проведено исследование физических особенностей умеренной и острой фокусировок лазерных пучков, возбуждаемых модами резонатора с круглым диэлектрическим волноводом с различной пространственной поляризацией поля.*

***Заключение.** Установлены физические особенности пространственно-энергетических характеристик пучков излучения с различной пространственной поляризацией поля, возбуждаемых модами резонатора лазера на основе круглого диэлектрического волновода в ТГц-диапазоне, при их умеренной и острой фокусировках в свободном пространстве. Ил. 10. Библиогр.: 13 назв.*

***Ключевые слова:** поляризация, фокусировка, терагерцевый лазер, диэлектрический резонатор, мода.*

При проектировании современных лазерных систем и комплексов возникают трудности с решением задач, которые связаны с формированием, диагностикой и контролем пространственных характеристик излучения. Наряду с традиционными требованиями (фокусировка на заданном расстоянии, коллимация, изменение геометрических размеров и угловая расходимость пучка), все чаще возникает необходимость обеспечения определенного профиля плотности мощности на участке заданной геометрии [1].

Терагерцевые (ТГц) лазерные пучки можно использовать для диагностики тонких пленок и поверхности материалов, исследования биологических объектов и достижения субволнового разрешения в томографии, а также в системах передачи и обработки информации, в системах связи, для обработки изображений и в литографии.

В последнее время значительное внимание уделяется радиально и азимутально поляризованному лазерному излучению. В ряде статей показано, что такое излучение имеет зна-

чительную перспективу применения при создании оптомагнитных устройств, может улучшить конфигурацию фокусного пятна, уменьшить фокусное расстояние и добиться большей глубины фокусировки [2–4].

В видимом диапазоне установлены физические принципы фокусировки лазерных лучей с неоднородной пространственной поляризацией излучения [5], показана возможность формирования и управления световыми полями с субволновыми размерами областей локализации энергии. Для ТГц-диапазона фокусирующие свойства лазерных пучков с неоднородной пространственной поляризацией были изучены лишь в небольшом количестве статей [6–9]. В данных работах исследовалось излучение милливаттных генераторов субпикосекундных широкополосных импульсов фемтосекундных лазеров. Такой подход приводит к довольно высокой сложности изготовления лазерных систем.

В работах [10, 11] нами были исследованы особенности фокусировки пучков излучения в фокальной плоскости линзы, которые возбуждались модами лазерного ТГц-резонатора на основе круглого полого металлического волновода.

Целью данной работы является изучение особенностей структуры поля лазерных пучков, возбуждаемых модами лазерного ТГц-резонатора на основе диэлектрического волновода с круглым сечением в области их фокусировки при различных видах пространственной поляризации мод.

1. Теоретические соотношения. Для описания распространения лазерного излучения в свободном пространстве использовалась векторная теория Рэлея–Зоммерфельда [12]. Излучение было направлено вдоль оси z . В цилиндрической системе координат выражения для компонент поля имеют следующий вид:

$$\begin{cases} E_r(\rho_1, \theta_1, z_1) = -\frac{ikz_1}{2\pi\xi_1^3} e^{ik\xi_1} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} r dr d\phi \begin{bmatrix} E_r(r, \phi + \theta_1, 0) \cos \phi - \\ -E_\phi(r, \phi + \theta_1, 0) \sin \phi \end{bmatrix} \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) \exp(-i\gamma_1 r \cos \phi), \\ E_\phi(\rho_1, \theta_1, z_1) = -\frac{ikz_1}{2\pi\xi_1^2} e^{ik\xi_1} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} r dr d\phi \begin{bmatrix} E_r(r, \phi + \theta_1, 0) \sin \phi + \\ +E_\phi(r, \phi + \theta_1, 0) \cos \phi \end{bmatrix} \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) \exp(-i\gamma_1 r \cos \phi), \\ E_z(\rho_1, \theta_1, z_1) = \frac{ik}{2\pi\xi_1^2} e^{ik\xi_1} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} r dr d\phi \begin{bmatrix} E_r(r, \phi + \theta_1, 0)(r - \rho \cos \phi) + \\ +E_\phi(r, \phi + \theta_1, 0)\rho \sin \phi \end{bmatrix} \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) \exp(-i\gamma_1 r \cos \phi), \end{cases} \quad (1)$$

где $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число; λ – длина волны; ρ_1, θ_1, z_1 – цилиндрические координаты в плоскости наблюдения; r и ϕ – полярные координаты в области задаваемого исходного поля; $\xi_1 = \sqrt{z_1^2 + \rho_1^2}$, $\gamma_1 = k\rho_1 / \xi_1$.

Моды исследуемого лазерного резонатора совпадают с модами круглого диэлектрического волновода. Пусть в начальной плоскости задано излучение в виде симметричных азимутально, радиально и линейно поляризованных TE_{01} -, TM_{01} -, EH_{11} - и несимметричной линейно поляризованной ($TE_{01} + EH_{21}$)-мод круглого диэлектрического волновода радиусом a_1 (рис. 1). Нормированные компоненты электрических полей в плоскости источника (на выходном зеркале лазера) для TE_{01} -моды имеют вид [13]:

$$\begin{cases} \bar{E}_r(r, \phi) = 0, \\ \bar{E}_\phi(r, \phi) = A_{01} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right); \end{cases} \quad (2)$$

для TM_{01} -моды –

$$\begin{cases} \bar{E}_r(r, \phi) = B_{01} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right); \\ \bar{E}_\phi(r, \phi) = 0, \end{cases} \quad (3)$$

для EH_{11} -моды –

$$\begin{cases} \bar{E}_r(r, \phi) = C_{11} J_0 \left(\chi_{11} \frac{r}{a_1} \right) \sin(\phi), \\ \bar{E}_\phi(r, \phi) = C_{11} J_0 \left(\chi_{11} \frac{r}{a_1} \right) \cos(\phi); \end{cases} \quad (4)$$

для $(TE_{01} + EH_{21})$ -моды –

$$\begin{cases} \bar{E}_r(r, \phi) = D_{21} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right) \sin(2\phi), \\ \bar{E}_\phi(r, \phi) = D_{21} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right) \cos(1 + \cos 2\phi), \end{cases} \quad (5)$$

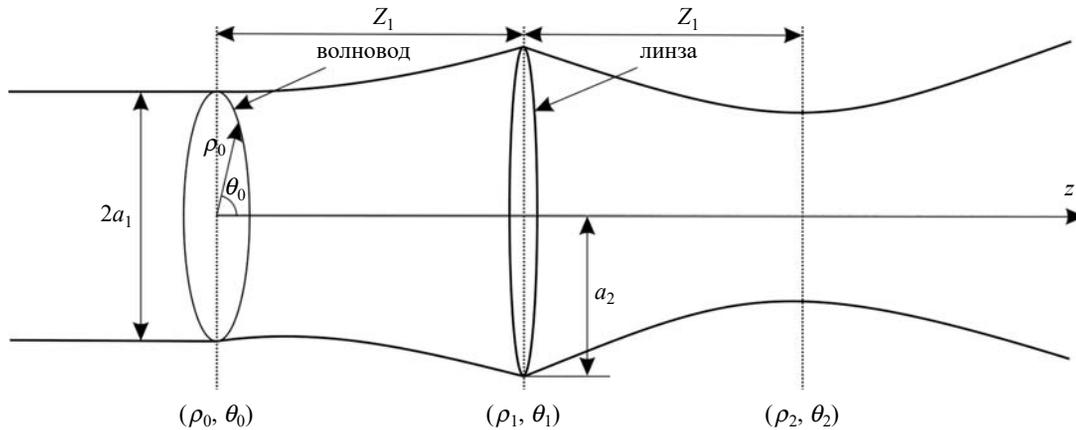


Рис. 1. Схема расчетной модели

где

$$A_{01} = \frac{1}{a_1 \sqrt{\pi} \chi_{01} J_0(\chi_{01})}, \quad B_{01} = \frac{1}{a_1 \sqrt{\pi} J_2(\chi_{01})},$$

$$C_{11} = \frac{1}{a_1 \sqrt{\pi} J_1(\chi_{11})}, \quad D_{21} = \frac{\sqrt{2}}{2a_1 \sqrt{\pi} J_2(\chi_{21})} -$$

нормирующие множители; J_0, J_1, J_2 – функции Бесселя первого рода n -го порядка; $\chi_{01}, \chi_{11}, \chi_{21}$ – корни уравнения $J_1(\chi) = 0$.

Используя выражения для компонент поля, например TM_{01} -моды (2), и применив к ним интегральные преобразования Рэлея–Зоммерфельда (1), мы получим выражения для компонент поля данной моды в свободном пространстве на расстоянии z_1 от торца волновода:

$$\begin{cases} E_{r_1}(\rho_1, \theta_1, z_1) = -\frac{kz_1}{\xi_1^2} e^{ik\xi_1} B_{01} \times \\ \times \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr, \\ E_{\phi_1}(\rho_1, \theta_1, z_1) = 0, \\ E_{z_1}(\rho_1, \theta_1, z_1) = \frac{ik}{\xi_1^2} e^{ik\xi_1} B_{01} \int_0^{a_1} r dr J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ \times [rJ_0(\gamma_1 r) + i\rho J_1(\gamma_1 r)] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right). \end{cases} \quad (6)$$

Поле на входе и выходе линзы радиусом a_2 опишем с использованием функции фазовой коррекции $Ph(\rho_1) = \exp\left(\frac{-i\pi\rho_1^2}{\lambda F}\right)$, где F – фокусное расстояние линзы. Вновь применив к компонентам вектора напряженности элект-

рического поля (3), найденным после фазовой коррекции, интегральные преобразования Рэлея–Зоммерфельда (1), получим аналитические выражения для поперечных и продольной компонент поля TM_{01} -моды на расстоянии z_2 от линзы:

$$\begin{cases} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) = \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} e^{ik\xi_2} B_{01} \times \\ \times \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ \times J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_{\phi}(\rho_2, \theta_2, z_2) = 0, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) = \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{01} \times \\ \times \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ \times [\rho_1 J_0(\gamma_2 \rho_1) + i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \times \\ \times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \end{cases} \quad (7)$$

где ρ_2, θ_2, z_2 – цилиндрические координаты в плоскости наблюдения за линзой; $\xi_2 = \sqrt{z_2^2 + \rho_2^2}$, $\gamma_2 = k\rho_2 / \xi_2$. Аналогично в плоскости наблюдения были получены выражения для всех компонент вектора напряженности электрического поля TE_{01} -, TM_{01} -, EH_{11} - и $(TE_{01} + EH_{21})$ -мод.

Компоненты поля для азимутально поляризованной симметричной TE_{01} -моды на расстоянии z_2 от линзы имеют вид:

$$\begin{cases} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) = 0, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) = -\frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} e^{ik\xi_2} A_{01} \times \\ \times \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times (8) \\ \times J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) = 0. \end{cases}$$

Компоненты поля для линейно поляризованной EH_{11} -моды на расстоянии z_2 от линзы имеют вид:

$$\begin{cases} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) = \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} e^{ik\xi_2} \sin(\theta_2) C_{11} \times \\ \times \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ \times J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) = \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} e^{ik\xi_2} \cos(\theta_2) C_{11} \times \\ \times \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times (9) \\ \times J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) = \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{11} \times \\ \times \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ \times [i\rho_1 J_1(\gamma_2 \rho_1) + \rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \times \\ \times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{cases}$$

Компоненты поля для несимметричной линейно поляризованной ($TE_{01} + EH_{21}$)-моды на

расстоянии z_2 от линзы имеют вид:

$$\begin{cases} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) = \frac{-ik^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} e^{ik\xi_2} \sin(\theta_2) D_{21} \times \\ \times \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ \times J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) = \frac{-ik^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} e^{ik\xi_2} \cos(\theta_2 + 1) D_{21} \times \\ \times \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times (10) \\ \times J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) = \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} e^{ik\xi_2} \sin(\theta_2) D_{21} \times \\ \times \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ \times [\rho_1 J_2(\gamma_2 \rho_1) - i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \times \\ \times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{cases}$$

2. Результаты и их обсуждение. Используя полученные выражения, авторы провели расчеты суммарной интенсивности поля данных мод $I(\rho_2, \theta_2, z_2) = |E_r|^2 + |E_\phi|^2 + |E_z|^2$, а также их продольной компоненты в фокальной области линзы. Длина волны исследуемого излучения составила 0,4326 мм (линия генерации ТГц-лазера с оптической накачкой на молекуле НСООН). Диаметр волновода выбран равным $2a_1 = 35$ мм, а диаметр линзы $2a_2 = 50$ мм. Фокусное расстояние линзы F выбиралось в соответствии с условием острой (числовая апертура линзы $NA = 0,68$, где $NA = a_2 / F$) и умеренной фокусировки ($NA = 0,16$). Для полного перехвата пучка расстояние z_1 было выбрано равным 300 мм. Расчеты проводились при заданном угле $\theta_2 = \pi / 2$.

На рис. 2, 3 показаны распределения суммарной интенсивности поля радиально поля-

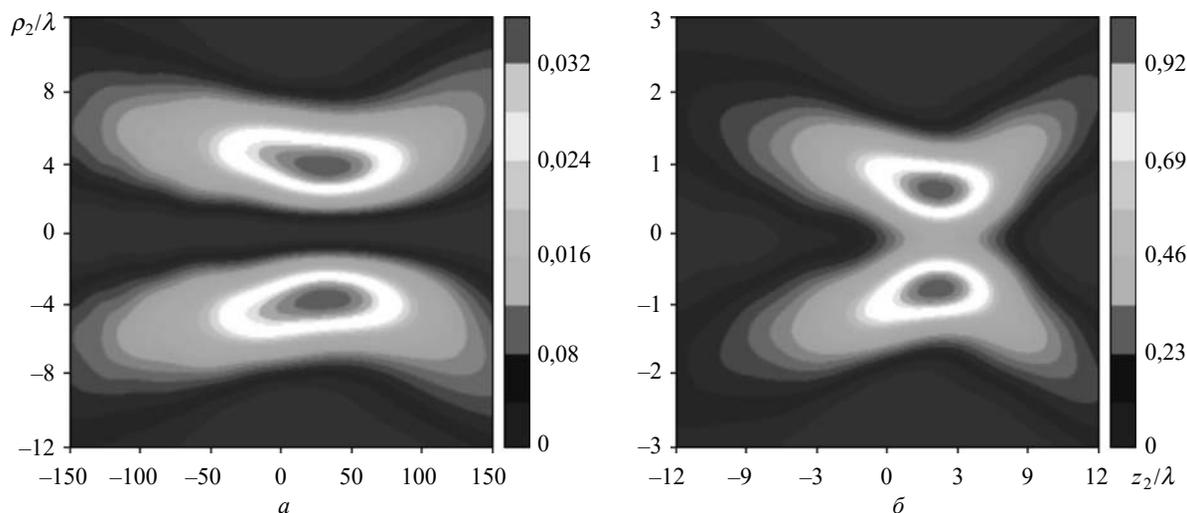


Рис. 2. Расчетные распределения суммарной интенсивности поля TM_{01} -моды в фокальной области при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

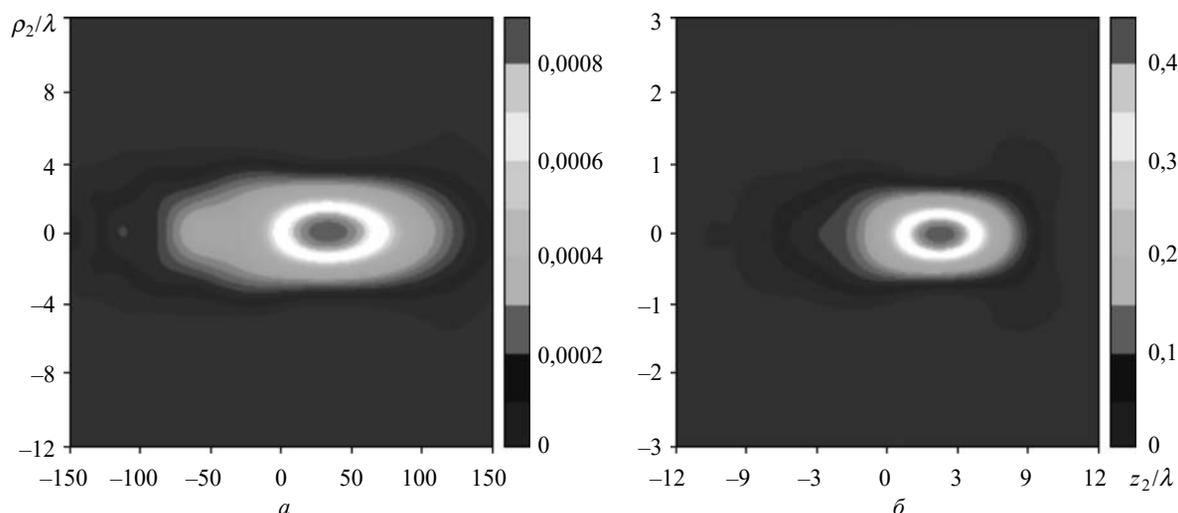


Рис. 3. Расчетные распределения интенсивности продольной компоненты поля TM_{01} -моды в фокальной области при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

ризованной TM_{01} -моды и ее продольной компоненты при умеренной и острой фокусировках в фокальной области линзы. Суммарная интенсивность поля данной моды определяется двумя компонентами – E_r и E_z . Из рисунков следует, что при острой фокусировке излучения в распределении поля наблюдается значительный рост осевой интенсивности (рис. 2, б), который отсутствует при умеренной фокусировке (рис. 2, а). Это обусловлено тем, что продольная компонента поля при острой фокусировке дает существенный вклад в общую интенсивность данной моды (рис. 3, б). Максимальное значение суммарной интенсивности поля данной моды в 29 раз выше при острой, чем при

умеренной фокусировке. При этом диаметр пучка TM_{01} -моды в фокальной области линзы по полуспаду интенсивности $FWHM$ (*full width at half maximum*) при умеренной фокусировке $FWHM = 13,2\lambda$, а при острой $FWHM = 3,22\lambda$.

Распределение суммарной интенсивности поля азимутально поляризованной TE_{01} -моды диэлектрического резонатора в фокальной области линзы сохраняет кольцообразный вид (рис. 4) как при умеренной, так и при острой фокусировке. Определяется суммарная интенсивность только одной поперечной компонентой (5). Диаметр пучка данной моды в фокальной области линзы при умеренной фокусировке $FWHM = 12,94\lambda$, а при острой $FWHM = 2,77\lambda$.

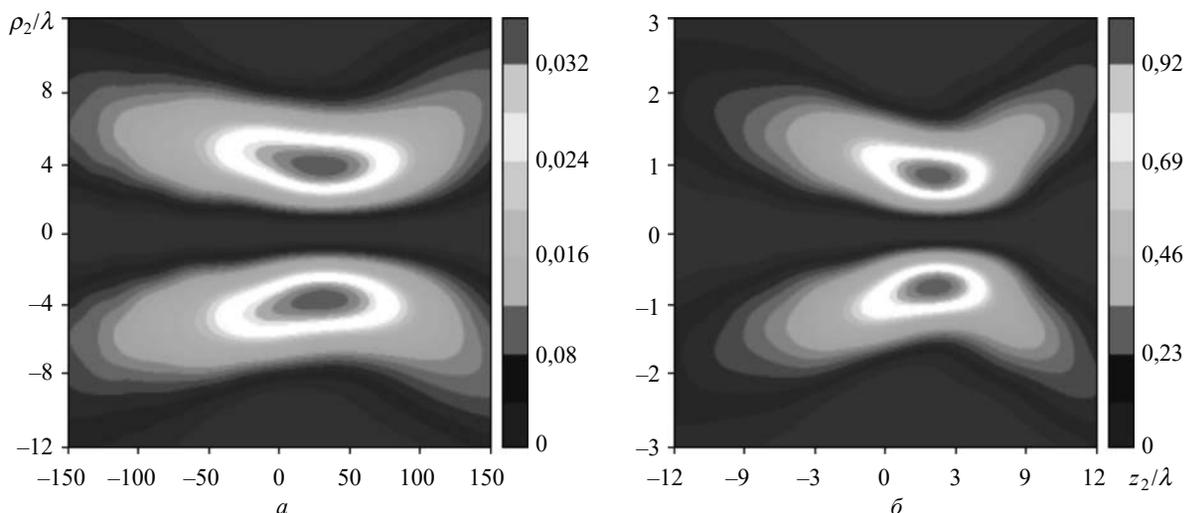


Рис. 4. Расчетные распределения суммарной интенсивности поля TE_{01} -моды в фокальной области при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

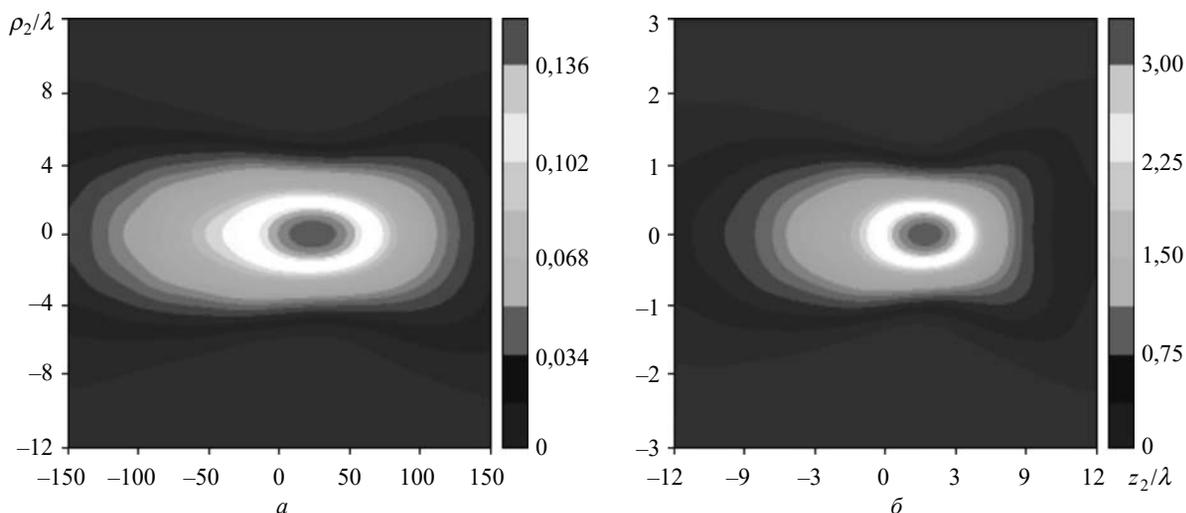


Рис. 5. Расчетные распределения суммарной интенсивности поля EH_{11} -моды в фокальной области при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

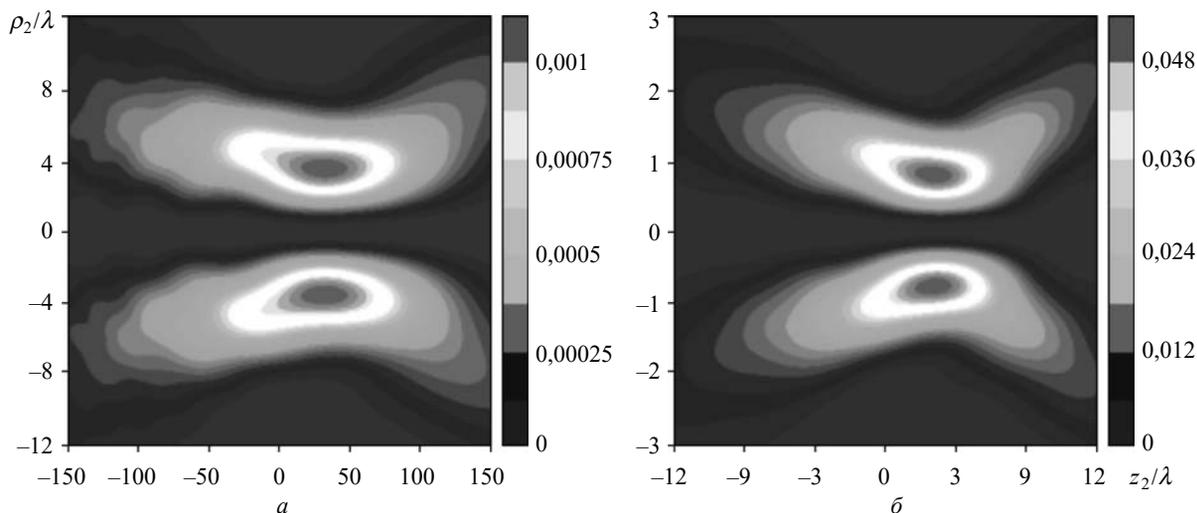


Рис. 6. Расчетные распределения интенсивности продольной компоненты поля EH_{11} -моды в фокальной области при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

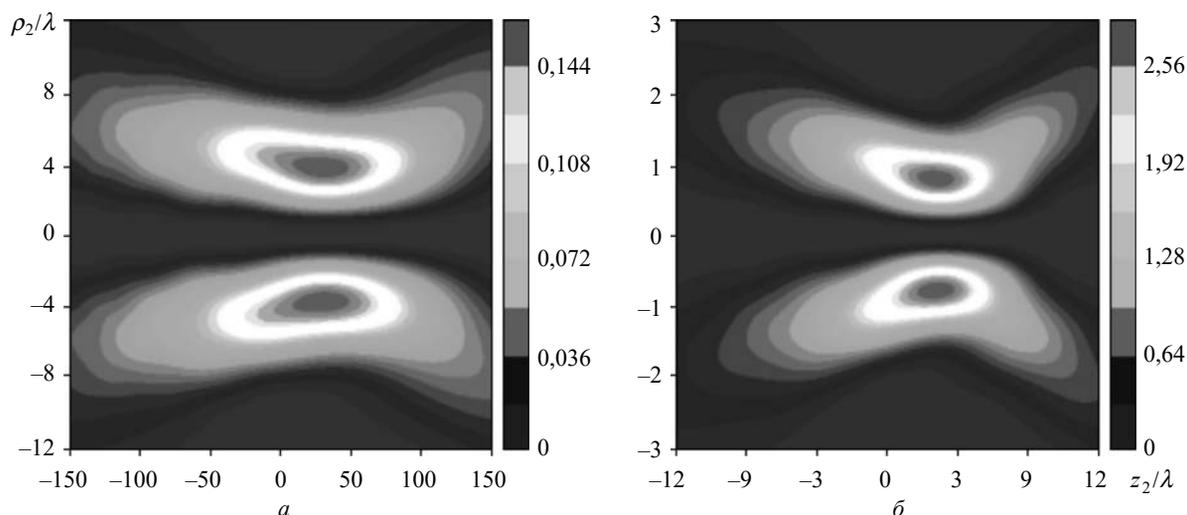


Рис. 7. Расчетные распределения суммарной интенсивности поля $(TE_{01} + EH_{21})$ -моды в фокальной области при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

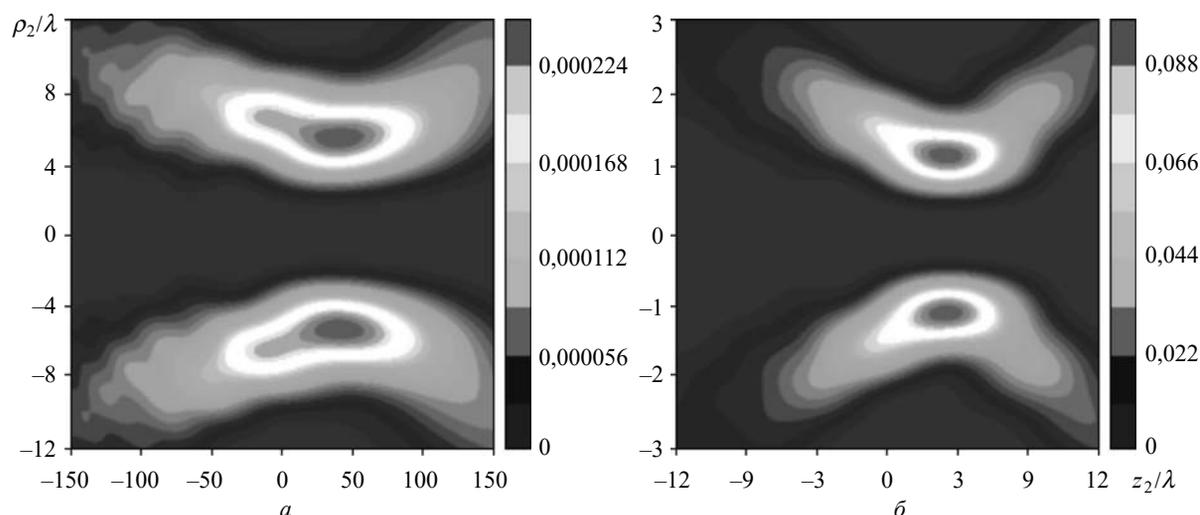


Рис. 8. Расчетные распределения интенсивности продольной компоненты поля $(TE_{01} + EH_{21})$ -моды в фокальной области при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

Максимальное значение поля TE_{01} , также как и TM_{01} -моды, при острой фокусировке увеличивается в 30 раз по сравнению с умеренной.

На рис. 5, 6 приведено распределение суммарной интенсивности поля и ее продольной компоненты для линейно поляризованной EH_{11} -моды. Суммарная интенсивность поля EH_{11} -моды в центре фокального пятна имеет максимум (рис. 5), и при острой фокусировке он в 22 раза выше, что при умеренной. Диаметр пучка данной моды в фокальной области линзы при умеренной фокусировке $FWHM = 5,55\lambda$, тогда как при острой $FWHM = 1,15\lambda$. У продольной компоненты поля EH_{11} -моды в фокусе линзы наблюдается провал (рис. 6), однако

вклад этой компоненты в суммарную интенсивность незначителен.

Для линейно поляризованной $(TE_{01} + EH_{21})$ -моды в фокальной области линзы ее поперечное распределение суммарной интенсивности поля имеет провал как при острой, так и при умеренной фокусировке (рис. 7). Максимальное значение поля данной моды при острой фокусировке превышает максимальное значение при умеренной в 18 раз. При этом диаметр пучка $(TE_{01} + EH_{21})$ -моды в фокальной области линзы при умеренной фокусировке $FWHM = 13,18\lambda$, а при острой $FWHM = 3\lambda$. Провал в данной области наблюдается и у продольной компоненты поля $(TE_{01} + EH_{21})$ -моды (рис. 8).

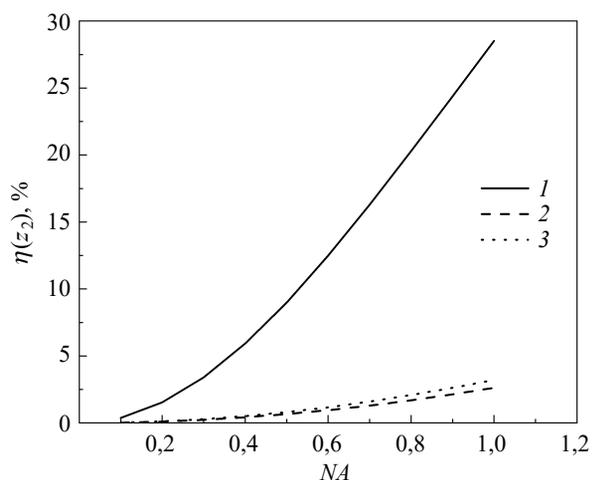


Рис. 9. Зависимости относительного вклада продольных компонент поля TM_{01} - (1), EH_{11} - (2) и $(TE_{01} + EH_{21})$ -мод (3) в их суммарную интенсивность при различных значениях числовой апертуры линзы

Проведен расчет влияния числовой апертуры линзы NA при ее различных значениях на вклад продольной компоненты поля в суммарную интенсивность мод в фокальной области линзы по выражению [12]:

$$\eta(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_z(\rho, \theta, z)|^2 \rho d\rho d\theta \times \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \left(|E_r(\rho, \theta, z)|^2 + |E_\phi(\rho, \theta, z)|^2 + |E_z(\rho, \theta, z)|^2 \right) \rho d\rho d\theta \right]^{-1}. \quad (11)$$

Результаты расчета приведены на рис. 9. Видно, что при увеличении числовой апертуры линзы возрастает вклад продольной компоненты поля η в суммарную интенсивность. Для TM_{01} -моды при заданной в расчетах числовой апертуре линзы 0,68 вклад продольной компоненты в суммарную интенсивность достигает 20 %, а для EH_{11} - и $(TE_{01} + EH_{21})$ -мод при этом же значении числовой апертуры примерно до 3 %.

Также рассчитан вклад продольной компоненты поля в суммарную интенсивность TM_{01} -

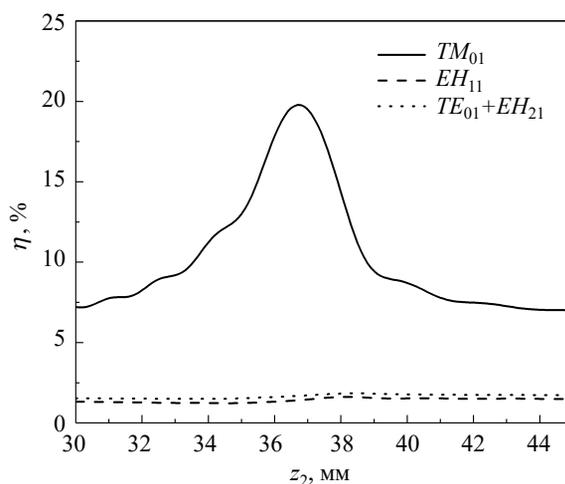


Рис. 10. Зависимости относительного вклада продольных компонент поля TM_{01} -, EH_{11} - и $(TE_{01} + EH_{21})$ -мод в их суммарную интенсивность от расстояния z_2 в фокальной области при острой фокусировке

EH_{11} - и $(TE_{01} + EH_{21})$ -мод в зависимости от расстояния z_2 . Результаты расчета приведены на рис. 10. Видно, что возрастание η наблюдается в небольшой локальной области около фокусного расстояния линзы.

Выводы. В работе теоретически, с применением теории Рэлея–Зоммерфельда, исследованы пространственно-энергетические характеристики волновых пучков с различной пространственной поляризацией поля, возбуждаемых модами резонатора ТГц-лазера на основе круглого диэлектрического волновода, при умеренной и острой фокусировках излучения в свободном пространстве.

Показано, что в фокальной области линзы в случае острой фокусировки пучка излучения, возбужденного радиально поляризованной TM_{01} -модой, наблюдается значительный рост его осевой интенсивности, обусловленный существенным возрастанием в этом случае интенсивности продольной компоненты поля данной моды. Для линейно поляризованных EH_{11} - и $(TE_{01} + EH_{21})$ -мод также наблюдается рост осевой интенсивности продольной компоненты поля, однако абсолютное ее значение существенно меньше, чем для моды TM_{01} .

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Xiaoqiang Z., Ruishan C., Anting W. Focusing properties of cylindrical vector vortex beams. *Opt. Commun.* 2018. Vol. 414. P. 10–15. DOI: 10.1016/j.optcom.2017.12.076.
2. Fu J., Yu X., Wang Y., Chen P. Generation of pure longitudinal magnetization needle with tunable longitudinal depth by focusing azimuthally polarized beams. *Appl. Phys. B.* 2018. Vol. 124, Iss. 1. 11(4 p.). DOI: 10.1007/s00340-017-6886-5.

3. Kozawa Y., Sato S. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams. *JOSA A*. 2007. Vol. 24, Iss. 6. P. 1793–1798. DOI: 10.1364/JOSAA.24.001793.
4. Zhan Q., Leger J. Focus shaping using cylindrical vector beams. *Opt. Express*. 2002. Vol. 10, Iss. 7. P. 324–331. DOI: 10.1364/OE.10.000324.
5. Sundaram C.M., Prabakaran K., Anbarasan P.M., Rajesh K.B., Musthafa A.M., Aroulmoji V. Tight focusing properties of phase modulated transversely polarized sinh Gaussian beam. *Opt. Quantum Electron.* 2018. Vol. 49, Iss. 1. 11 p. DOI: 10.1007/s11082-016-0857-7.
6. Winnerl S., Hubrich R., Mittendorff M., Schneider H., Helm M. Universal phase relation between longitudinal and transverse fields observed in focused terahertz beams. *New J. Phys.* 2012. Vol. 14, Iss. 10. P. 103049. DOI: 10.1088/1367-2630/14/10/103049.
7. Minami Y., Kurihara T., Yamaguchi K., Nakajima M. Longitudinal terahertz wave generation from an air plasma filament induced by a femtosecond laser. *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 102, Iss. 15. P. 151106. DOI: 10.1063/1.4802482.
8. Waselikowski K.J., Fischer C., Wallauer J., Walther M. Optimal plasmonic focusing on a metal disc under radially polarized terahertz illumination. *New J. Phys.* 2013. Vol. 15, Iss. 7. P. 075005. DOI: 10.1088/1367-2630/15/7/075005.
9. Kaltenecker Z., König-Otto J.C., Mittendorff M., Winnerl S., Schneider H., Helm M., Walther M. Fischer B.M. Gouy phase shift of a tightly focused, radially polarized beam. *Optica*. 2016. Vol. 3, Iss. 1. P. 35–41. DOI: 10.1364/OPTICA.3.000035.
10. Gurin O.V., Degtyarev A.V., Maslov V.A. Propagation and focusing of modes of dielectric resonators of terahertz range lasers. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2015. Vol. 74, No 7. P. 629–640. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v74.i7.60.
11. Gurin O.V., Degtyarev A.V., Maslov V.A. Senyuta V.S., Svich V.S., Topkov A.N. Propagation and focusing of modes of the dielectric resonator of terahertz laser. *2014 Int. Conf. «Laser Optics»* (St. Petersburg, Russia, 30 June – 4 July 2014). St. Petersburg, 2014. DOI: 10.1109/LO.2014.6886325.
12. Vlasenko S.A., Degtyarev A.V., Dubinin M.M., Maslov V.A. Spatial and power characteristics of focused modes of the metal cavity of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, No 5. P. 373–383. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v78.i5.10.
13. Henningsen J., Hammerich M., Olafsson A. Mode structure of hollow dielectric waveguide lasers. *Appl. Phys. B*. 1990. Vol. 51, Iss. 4. P. 272–284.

Стаття надійшла 21.12.2019

REFERENCES

1. Xiaoqiang, Z., Ruishan, C., Anting, W., 2018. Focusing properties of cylindrical vector vortex beams. *Opt. Commun.*, **414**, pp. 10–15. DOI: 10.1016/j.optcom.2017.12.076.
2. Fu, J., Yu, X., Wang, Y., Chen, P., 2018. Generation of pure longitudinal magnetization needle with tunable longitudinal depth by focusing azimuthally polarized beams. *Appl. Phys. B*, **124**(1), 11(4 pp.). DOI: 10.1007/s00340-017-6886-5.
3. Kozawa, Y., Sato, S., 2007. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams. *JOSA A*, **24**(6), pp. 1793–1798. DOI: 10.1364/JOSAA.24.001793.
4. Zhan, Q., Leger, J., 2002. Focus shaping using cylindrical vector beams. *Opt. Express*, **10**(7), pp. 324–331. DOI: 10.1364/OE.10.000324.
5. Sundaram, C.M., Prabakaran, K., Anbarasan, P.M., Rajesh, K.B., Musthafa, A.M., Aroulmoji, V., 2018. Tight focusing properties of phase modulated transversely polarized sinh Gaussian beam. *Opt. Quantum Electron.*, **49**(1), 11 pp. DOI: 10.1007/s11082-016-0857-7.
6. Winnerl, S., Hubrich, R., Mittendorff, M., Schneider, H., Helm, M., 2012. Universal phase relation between longitudinal and transverse fields observed in focused terahertz beams. *New J. Phys.*, **14**(10), pp. 103049. DOI: 10.1088/1367-2630/14/10/103049.
7. Minami, Y., Kurihara, T., Yamaguchi, K., Nakajima, M., 2013. Longitudinal terahertz wave generation from an air plasma filament induced by a femtosecond laser. *Appl. Phys. Lett.*, **102**(15), pp. 151106. DOI: 10.1063/1.4802482.
8. Waselikowski, K.J., Fischer, C., Wallauer, J., Walther, M., 2013. Optimal plasmonic focusing on a metal disc under radially polarized terahertz illumination. *New J. Phys.*, **15**(7), pp. 075005. DOI: 10.1088/1367-2630/15/7/075005.
9. Kaltenecker Z., König-Otto J.C., Mittendorff M., Winnerl S., Schneider H., Helm M., Walther M., 2016. Gouy phase shift of a tightly focused, radially polarized beam. *Optica*, **3**(1), pp. 35–41. DOI: 10.1364/OPTICA.3.000035.
10. Gurin, O.V., Degtyarev, A.V., Maslov, V.A., 2015. Propagation and focusing of modes of dielectric resonators of terahertz range lasers. *Telecommunications and Radio Engineering*, **74**(7), pp. 629–640. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v74.i7.60.
11. Gurin, O.V., Degtyarev, A.V., Maslov, V.A. Senyuta, V.S., Svich, V.S., Topkov, A.N., 2014. Propagation and focusing of modes of the dielectric resonator of terahertz laser. In: *2014 Int. Conf. «Laser Optics»*. St. Petersburg, Russia, 30 June – 4 July 2014. DOI: 10.1109/LO.2014.6886325.
12. Vlasenko, S.A., Degtyarev, A.V., Dubinin, M.M., Maslov, V.A., 2019. Spatial and power characteristics of focused modes of the metal cavity of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*, **78**(5), pp. 373–383. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v78.i5.10.
13. Henningsen, J., Hammerich, M., Olafsson, A., 1990. Mode structure of hollow dielectric waveguide lasers. *Appl. Phys.*, **51**(4), pp. 271–284.

Received 21.12.2019

A.V. Degtyarev, M.M. Dubinin, V.A. Maslov, V.S. Senyuta

V.N. Karazin Kharkiv National University
4, Svobody Sq., 61022, Kharkiv, Ukraine

FOCUSING OF INHOMOGENEOUSLY POLARIZED MODES OF A LASER WAVEGUIDE DIELECTRIC RESONATOR

Subject and purpose. In this paper, spatial power characteristics of laser beams with inhomogeneous spatial polarization are theoretically investigated depending on whether they have moderate or sharp focusing. The spotlight of the numerical simulation of laser beam focusing in the terahertz range is on the laser waveguide dielectric resonator modes coincident with waveguide eigenmodes. Symmetric and asymmetric modes with both spatially inhomogeneous azimuthal and radial polarizations and homogeneous linear polarization of the field are considered.

Methods and methodology. The study of the electric field components of laser radiation beams in their free space propagation employs Rayleigh-Sommerfeld integrals in nonparaxial approximation. The focusing lens action on the laser radiation is considered using the amplitude-phase correction function. The total intensity distributions of the resonator modes and their particular field components in the lens focal area are examined.

Results. Wave beams with inhomogeneous spatial polarization of radiation are needed for meeting important fundamental and applied problems concerning terahertz electromagnetic wave interaction with matter and including diagnostics of material surface, thin films and biological objects, design and development of terahertz systems of information transmission and processing, terahertz communication systems, achievement of subwave resolution in terahertz tomography, etc. The literature on pulsed radiation beam focusing in the terahertz region is available, which cannot be said about continuous radiation beam focusing, data on the subject being practically absent. In the present work, physical features of moderate and sharp focusing of laser beams have been theoretically studied in the case of their excitation by modes of the resonator with a circular dielectric waveguide with different spatial polarizations of the field. The obtained results give a more in-depth view of the focusing features of terahertz laser beams.

Conclusions. Physical features have been established for spatial power characteristics of radiation beams with different spatial polarizations of the field in the case of the excitation by modes of the laser cavity upon a circular dielectric waveguide in the terahertz range and with the regimes of moderate and sharp beam focusing in the free space considered.

Key words: *polarization, focusing, terahertz laser, dielectric resonator, modes.*

A.V. Дегтярьов, М.М. Дубінін, В.О. Маслов, В.С. Сенюта

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
4, майдан Свободи, 61022, Харків, Україна

ФОКУСУВАННЯ НЕОДНОРІДНО ПОЛЯРИЗОВАНИХ МОД ЛАЗЕРНОГО ХВИЛЕВІДНОГО ДІЛЕКТРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА

Предмет і мета роботи. Проведено теоретичне дослідження просторово-енергетичних характеристик лазерних пучків, які мають неоднорідну просторову поляризацію, при їх помірному та гострому фокусуванні. В якості досліджуваного випромінювання при чисельному моделюванні фокусування хвильових пучків у терагерцовому (ТГц) діапазоні застосовано моди лазерного хвильовідного діелектричного резонатора. Вивчено симетричні та несиметричні моди, як з просторово неоднорідною азимутальною і радіальною, так і з однорідною лінійною поляризаціями поля.

Методи та методологія роботи. Дослідження компонент електричного поля лазерних пучків випромінювання при їх поширенні у вільному просторі було проведено з використанням інтегралів Релея–Зоммерфельда в непараксимальному наближенні. Вивчено розподіли сумарної інтенсивності резонаторних мод і їх окремих компонент поля у фокальній області лінзи.

Результати роботи. Хвильові пучки з неоднорідною просторовою поляризацією випромінювання необхідні для вирішення важливих фундаментальних і прикладних задач, пов'язаних з взаємодією електромагнітних хвиль ТГц-діапазону з речовиною – для діагностики поверхні матеріалів, тонких плівок, біологічних об'єктів, досягнення субхвильового розділення в ТГц-томографії та ін. У літературі наведено результати з фокусування імпульсних пучків випромінювання в ТГц-діапазоні. Дані з фокусування безперервних пучків випромінювання практично відсутні. Проведено теоретичне дослідження фізичних особливостей помірної і гострої фокусування лазерних пучків, збуджуваних модами резонатора з круглим діелектричним хвильоводом з різною просторовою поляризацією поля.

Висновки. Встановлено фізичні особливості просторово-енергетичних характеристик пучків випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, збуджуваних модами резонатора лазера на основі круглого діелектричного хвильоводу в ТГц-діапазоні, при їх помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі.

Ключові слова: *поляризація, фокусування, терагерцовий лазер, діелектричний резонатор, мода.*